

Методы измерений

УДК 535.327, 535.012

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ МЕТОДОМ ОТКЛОНЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В СРЕДЕ С ЛИНЕЙНЫМ ГРАДИЕНТОМ ТЕМПЕРАТУРЫ

Лойко П.А.¹, Юмашев К.В.¹, Кулешов Н.В.², Павлюк А.А.³

¹ Научно-исследовательский центр оптических материалов и технологий БНТУ,
Минск, Республика Беларусь

² Кафедра лазерной техники и технологии БНТУ,
Минск, Республика Беларусь

³ Институт неорганической химии им. А.В. Николаева Сибирского отделения РАН,
Новосибирск, Российская Федерация

Создана экспериментальная установка для определения температурного коэффициента показателя преломления dn/dT методом отклонения лазерного пучка в среде с линейным градиентом температуры. При помощи данной методики измерены величины dn/dT оптически двуосного кристалла калий-гадолиниевого вольфрамата $KGd(WO_4)_2$ для излучения, поляризованного вдоль главных направлений в кристалле в спектральном диапазоне 0,4–1,06 мкм.

Введение

При оптической накачке лазерных активных элементов на основе активированных диэлектрических кристаллов в их объеме происходит выделение тепла, которое приводит к возникновению неоднородных профилей температуры $T(\mathbf{r})$, и следовательно, показателя преломления $n(\mathbf{r})$. Изменение профиля показателя преломления происходит под действием трех основных факторов: зависимости показателя преломления n от температуры; зависимости показателя преломления от внутренних напряжений в кристалле (фотоупругий эффект); макроскопического искажения поверхностей активного элемента под действием эффекта неоднородного термического расширения [1]. Термооптически возмущенный активный элемент искажает волновой фронт проходящего через него пучка излучения, что может приводить к нарушению условий стабильности лазерного резонатора, деформации пространственного профиля пучка лазерного излучения, и, следовательно, падению выходной мощности лазера [2]. Зависимость показателя преломления от температуры (которая в первом приближении описывается выражением $n(T) = n(T_0) + dn/dT(T - T_0)$, где dn/dT есть температурный коэффициент показателя преломле-

ния), является одной из ключевых характеристик, определяющей характер термооптических искажений [3]. В связи с этим знание величин dn/dT на длинах волн лазерной генерации является необходимой информацией при конструировании и оптимизации работы лазерных и нелинейно-оптических систем на основе активированных диэлектрических кристаллов.

Известны два основных метода измерения величин dn/dT . Первый основан на определении показателя преломления материала в широком диапазоне температур путем измерения угла наименьшего отклонения в образце, имеющем форму призмы [4, 5]. Недостатком данной методики являются высокие требования к однородности нагрева образца, а также тот факт, что при расчете величин $n(T)$ не учитывается влияние эффекта термического расширения, который может приводить к изменению угла раствора призмы [6]. Второй, интерферометрический подход, позволяет учесть вклад эффекта термического расширения, но требует значительно более сложной экспериментальной установки [7, 8]. Более того, при использовании данных подходов затруднен анализ анизотропии температурного коэффициента показателя преломления (зависимости величин dn/dT от поляризации света \mathbf{E}). Недавно для

исследования анизотропии величин dn/dT был предложен подход, основанный на измерении углового отклонения луча в среде с линейным градиентом температуры [6]. В данной работе разработана экспериментальная установка, реализующая данный метод, и определены величины dn/dT для оптически двухосного кристалла калий-гадолиниевого вольфрамата $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ в спектральном диапазоне 0,4–1,06 мкм для излучения, поляризованного вдоль главных направлений в кристалле.

Методика измерений

Рассматриваемый метод измерения температурного коэффициента показателя преломления основан на регистрации углового отклонения лазерного пучка, проходящего через исследуемую среду, в которой создан линейный градиент температуры. При этом исследуемый образец приготавливается в форме параллелепипеда, лазерный пучок имеет плоский волновой фронт, и линейный градиент температуры формируется в направлении, ортогональном к направлению распространения пучка лазерного излучения и направлен вдоль одного из ребер образца.

Процедура измерения состоит в следующем. На экране, расположенном на некотором расстоянии $L_{\text{экp}}$ от заднего торца исследуемого образца, регистрируется положение пучка x_1 в отсутствие градиента температуры (т.е. при некоторой постоянной температуре по всему объему образца). Затем в образце устанавливается линейный градиент температуры, характеризующий разностью температур $T_{\text{в}} - T_{\text{н}}$ между более нагретой $T_{\text{в}}$ и более холодной $T_{\text{н}}$ гранями образца. Это приводит к отклонению пучка, и, следовательно, смещению пучка на экране в положение x_2 . Расстояние до экрана $L_{\text{экp}}$ выбирается таким, чтобы выполнялось условие $x_2 - x_1 \ll L_{\text{экp}}$. При этом угловое отклонение пучка определяется выражением

$$\theta = (x_2 - x_1) / L_{\text{экp}}. \quad (1)$$

Если плоский волновой фронт излучения, падающего на образец, характеризуется вектором нормали к волновой поверхности \mathbf{n}_1 , то после прохождения образца волновой фронт пучка будет характеризоваться вектором нормали к волновой поверхности \mathbf{n}_2 (рисунок 1 а). При этом угол между векторами \mathbf{n}_2 и \mathbf{n}_1 равен

углу отклонения пучка от первоначального направления распространения, т.е. углу θ [выражение (1)]. Луч света, который распространяется вдоль более нагретой грани образца, проходит расстояние $L + \Delta L$, где L – длина образца в направлении распространения лазерного излучения при температуре $T_{\text{н}}$, а ΔL – удлинение образца под действием эффекта термического расширения в данном направлении.

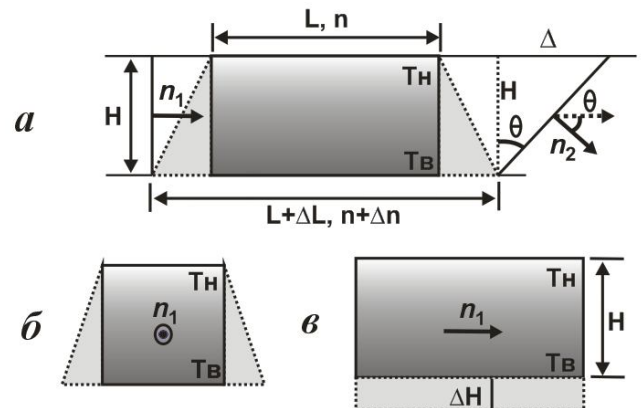


Рисунок 1 – Схема, иллюстрирующая отклонение пучка в среде с линейным градиентом температуры: \mathbf{n}_1 и \mathbf{n}_2 – векторы нормалей волнового фронта до и после прохождения образца с линейным градиентом температуры; θ – угол отклонения от первоначального направления распространения; ΔL , ΔH и Δn – изменение геометрических размеров образца (L и H) под действием эффекта термического расширения и изменение показателя преломления образца n из-за температурной зависимости показателя преломления; $T_{\text{в}}$ и $T_{\text{н}}$ – температуры более нагретой и более холодной граней образца.

Это расстояние луч проходит за время

$$t_1 = (L + \Delta L)(n + \Delta n) / c = L n / c + \Delta L n / c + L \Delta n / c + o(\Delta L \Delta n). \quad (2)$$

Здесь Δn – изменение показателя преломления под действием эффекта температурной зависимости показателя преломления. Выражение (2) получено при пренебрежении членами второго порядка малости пропорциональными $\Delta L \Delta n$. Луч, распространяющийся вдоль более холодной грани, проходит это же самое расстояние $L + \Delta L$ за время:

$$t_2 = L n / c + \Delta L / c. \quad (3)$$

Следовательно, после прохождения образца луч, который распространяется вдоль более холодной грани образца, опережает луч, который распространяется вдоль более нагретой грани, на расстояние:

$$\Delta = (t_1 - t_2)c = (dn/dT + (n-1)\alpha_T)L(T_b - T_n). \quad (4)$$

При выводе выражения (4) было принято во внимание, что $\Delta n = dn/dT(T_b - T_n)$ и $\Delta L = \alpha_T(T_b - T_n)L$, где α_T – коэффициент линейного термического расширения образца в направлении распространения лазерного излучения. Таким образом, угол отклонения лазерного пучка θ равен Δ/H , где H – ширина образца в направлении линейного градиента температуры (рисунок 1 а). Величина $dn/dT + (n-1)\alpha_T$ представляет собой термический коэффициент оптического пути материала. Если $dn/dT + (n-1)\alpha_T > 0$, пучок лазерного излучения смещается в сторону грани с более высокой температурой, если же $dn/dT + (n-1)\alpha_T < 0$, то смещение происходит в сторону грани с более низкой температурой.

Влияние эффекта термического расширения приводит также к расширению образца и в других направлениях (рисунок 1 б, в). Расширение образца в направлении, ортогональном к направлениям линейного градиента температуры и направлению распространения излучения, не приводит к изменению ориентации вектора нормали \mathbf{n}_i (рисунок 1 б). В направлении линейного градиента температуры (рисунок 1 в) образец удлиняется на $\Delta H = \alpha_T'(T_b - T_n)H$ (α_T' – коэффициент линейного термического расширения в данном направлении). С учетом этого эффекта выражение для угла θ принимает вид

$$\theta' = \frac{\Delta}{H + \Delta H} \approx \theta \left(1 - \frac{\Delta H}{H}\right). \quad (5)$$

Поскольку $\Delta H/H = \alpha_T'(T_b - T_n) \ll 1$, то влиянием этого эффекта на изменение угла отклонения лазерного пучка θ можно пренебречь. В итоге, выражение для определения термического коэффициента оптического пути может быть получено из (1) и (4):

$$dn/dT + (n-1)\alpha_T = \frac{(x_2 - x_1)H}{LL\hat{\gamma}\delta(T_{\hat{a}} - T_i)}. \quad (6)$$

Необходимо отметить, что в случае, когда две противоположных грани не закрепленного

жестко образца поддерживаются при различных постоянных температурах, деформации, отвечающие свободному температурному расширению элемента, не вызывают в нем температурных напряжений [9] и не оказывают влияния на профиль показателя преломления образца и, следовательно, на волновой фронт проходящего через него пучка излучения.

Таким образом, при проведении измерений методом отклонения лазерного пучка в среде с линейным градиентом температуры экспериментально определяется величина термического коэффициента оптического пути [выражение, стоящее в левой части формулы (6)] по измеренному значению смещения $x_2 - x_1$ с учетом геометрии эксперимента.

Для определения зависимости величины термического коэффициента оптического пути от поляризации и направления распространения излучения для оптически двухосных кристаллов обычно изготавливают три образца, ребра которых ориентированы параллельно осям оптической индикатрисы кристалла, а именно $N_p \times N_m (=H) \times N_g (=L)$, $N_p \times N_g (=H) \times N_m (=L)$ и $N_g \times N_m (=H) \times N_p (=L)$. Для оптически одноосных кристаллов изготавливаются два образца, один из которых ориентирован в направлении оптической оси O , а второй – перпендикулярно к ней. Для изотропных материалов изготавливают один образец.

Для оптически двухосных кристаллов для каждого из трех образцов измеряются значения $dn/dT + (n-1)\alpha_T$ для двух различных поляризаций лазерного излучения. Так как в выражении $dn/dT + (n-1)\alpha_T$ температурный коэффициент показателя преломления dn/dT и показатель преломления n определяются поляризацией света, а коэффициент линейного термического расширения α_T – направлением распространения излучения, то в результате измерения получают шесть различных значений термического коэффициента оптического пути (таблица 1). Здесь n_p , n_m и n_g , dn_p/dT , dn_m/dT и dn_g/dT – значения показателя преломления и температурного коэффициента показателя преломления кристалла для поляризаций света $\mathbf{E} \parallel N_p$, N_m и N_g , соответственно, а α_p , α_m и α_g – значения коэффициента линейного термического расширения вдоль осей N_p , N_m и N_g , соответственно.

В случае оптически одноосных кристаллов для образца, ориентированного ортогонально к направлению оптической оси, проводят два

измерения для поляризаций света $E \parallel O$ и $E \perp O$; для образца, ориентированного вдоль оптической оси – одно измерение для поляризации света $E \perp O$. В результате получают три различных значения термического коэффициента оптического пути (табл. 1). Здесь n_o и n_e , dn_o/dT и dn_e/dT – значения показателя преломления и температурного коэффициента показателя преломления кристалла для поляризаций света $E \perp O$ и $E \parallel O$, соответственно, а α_{\parallel} и α_{\perp} – значения коэффициента линейного термического расширения вдоль оптической оси и перпендикулярно к ней, соответственно. Для изотропных материалов величина $dn/dT + (n-1)\alpha_T$ не зависит от поляризации и направления распространения излучения.

Значения температурного коэффициента показателя преломления dn/dT рассчитываются на основе экспериментальных данных о термическом коэффициенте оптического пути [выражение (6)] и литературных данных о значениях показателя преломления n и коэффициента линейного термического расширения α_T . Значения показателя преломления $n(\lambda, E)$ зависят от длины волны λ и поляризации лазерного излучения и рассчитываются из уравнений Селмейера для исследуемого кристалла. Для оптически двухосных кристаллов анизотропия коэффициента термического расширения описывается тензором α_{ij} , который может быть приведен к диагональному виду $\alpha'_{ij} = \text{diag}(\alpha'_{11}, \alpha'_{22}, \alpha'_{33})$. Значения коэффициента термического расширения в произвольном направлении, определяемом единичным вектором $\mathbf{n} = (n_1, n_2, n_3)$, рассчитываются при помощи выражения:

$$\alpha_n = \alpha_{ij}n_i n_j, \quad i, j = 1..3 \quad [10]. \quad (7)$$

Для оптически одноосных кристаллов тензор коэффициентов термического расширения α_{ij} характеризуется двумя главными значениями, которые обозначаются α_{\parallel} и α_{\perp} , а для изотропных сред – одним значением α_T .

Как следует из таблицы 1, для оптически двухосных кристаллов для каждой из поляризаций света $E \parallel N_p, N_m$ и N_g получают два значения dn/dT (которые различаются направлением распространения излучения). Для оптически одноосных кристаллов получают значение dn_e/dT и два значения dn_o/dT (которые также различаются направлением распространения излучения). Результирующие значения dn/dT определяют путем усреднения значений, полученных для различных направлений распространения излучения. Таким образом, анизотропия температурного коэффициента показателя преломления для оптически двухосных кристаллов может быть охарактеризована тремя значениями $dn_p/dT, dn_m/dT$ и dn_g/dT , а для оптически одноосных кристаллов – двумя значениями dn_o/dT и dn_e/dT . Мера различия данных величин характеризует анизотропию температурной зависимости показателя преломления.

Ошибка в определении термического коэффициента оптического пути связана главным образом с ошибкой определения углового отклонения лазерного пучка θ и для разработанной экспериментальной установки составляет $\sim 3 \times 10^{-7} \text{ K}^{-1}$. При определении температурного коэффициента показателя преломления возникает дополнительная ошибка, связанная с погрешностью в измерениях величин n и α_T , которая может достигать $\sim 1 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$.

Таблица 1

Значения термического коэффициента оптического пути, получаемые при измерениях с оптически одноосными и двухосными кристаллами: E – вектор напряженности электрического поля, k – волновой вектор

Двухосные кристаллы			
	$E \parallel N_p$	$E \parallel N_m$	$E \parallel N_g$
$k \parallel N_p$	–	$dn_m/dT + (n_m - 1)\alpha_p$	$dn_g/dT + (n_g - 1)\alpha_p$
$k \parallel N_m$	$dn_p/dT + (n_p - 1)\alpha_m$	–	$dn_g/dT + (n_g - 1)\alpha_m$
$k \parallel N_g$	$dn_p/dT + (n_p - 1)\alpha_g$	$dn_m/dT + (n_m - 1)\alpha_g$	–
Одноосные кристаллы			
	$E \parallel O$	$E \perp O$	
$k \parallel O$	–	$dn_o/dT + (n_o - 1)\alpha_{\parallel}$	
$k \perp O$	$dn_e/dT + (n_e - 1)\alpha_{\perp}$	$dn_o/dT + (n_o - 1)\alpha_{\perp}$	

Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки, реализующей метод отклонения пучка в среде с линейным градиентом температуры, приведена на рис. 2. В качестве источников излучения используются лазерный диод (длина волны генерации 405 нм), He-Ne лазер (632.8 нм) и диодно накачиваемый Nd:YAG лазер с удвоением частоты в микрочип-конфигурации (532 и 1064 нм). Во всех случаях лазерное излучение является линейно поляризованным. Для уменьшения расходимости пучка лазерного излучения используется телескопическая система и диафрагма. Выбор длины волны излучения производится при помощи отрезающих светофильтров. Диаметр лазерного пучка составляет 1–2 мм (по уровню $1/e^2$). После прохождения исследуемого образца положение лазерного пучка регистрируется при помощи ПЗС-камеры. Исследуемый образец имеет вид параллелепипеда размерами 5×5 мм (торец) \times 10 мм (длина). Верхняя поверхность образца поддерживается при низкой температуре, а нижняя – при более высокой, формируя в образце линейный градиент температуры, направленный перпендикулярно к направлению распространения излучения. Для создания в образце однородного распределения температуры обе поверхности образца поддерживаются при одинаковой постоянной высокой температуре.

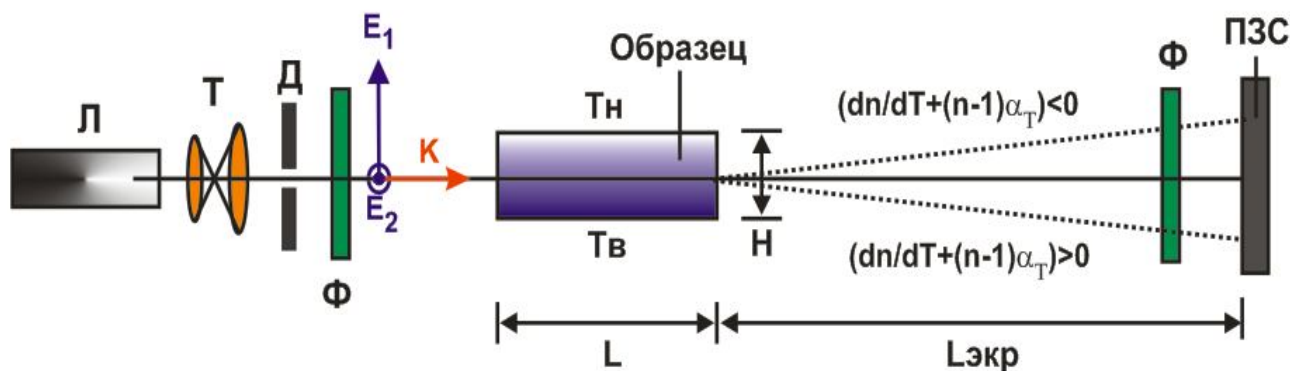


Рисунок 2 – Схема установки для измерения термического коэффициента оптического пути $dn/dT + (n-1)\alpha_T$ в анизотропных диэлектрических кристаллах при помощи метода отклонения пучка в среде с линейным градиентом температуры: Л – источник лазерного излучения, Т – телескоп, Д – диафрагма, Ф – отрезающие светофильтры, E_1 и E_2 – векторы напряженности электрического поля лазерного излучения, k – волновой вектор. Сплошная линия – распространение пучка для образца с однородным распределением температуры, штриховые линии – при наличии линейного градиента температуры в образце

Результаты измерений

В работе измерены величины dn/dT оптически двухосного кристалла калий-гадолиниевого вольфрамата $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ в спектральном диапазоне 0.4–1.06 мкм для излучения, поляризованного вдоль главных направлений в кристалле. Кристалл $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$, активированный ионами редкоземельных металлов (неодима, иттербия, эрбия, туллия), широко используется для создания мощных твердотельных лазеров с ламповой и диодной накачкой (в том числе для генерации импульсов сверхкороткой длительности); а также нелинейно-оптических применений (самопреобразования частоты излучения на основе вынужденного комбинационного рассеяния) [5, 7, 8]. Данный кристалл относится к оптически двухосным средам [8].

Для измерений температурного коэффициента показателя преломления данного кристалла методом отклонения лазерного пучка в среде с линейным градиентом температуры были приготовлены три образца размерами $N_p \times N_m (5 \text{ мм}) \times N_g (10 \text{ мм})$, $N_p \times N_g (5 \text{ мм}) \times N_m (10 \text{ мм})$ и $N_g \times N_m (5 \text{ мм}) \times N_p (10 \text{ мм})$. Результаты измерений показывают, что в кристалле $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ значения термического коэффициента оптического пути имеют различные знаки в зависимости от поляризации и направления распространения излучения (таблица 2).

Показатели преломления кристалла $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ для излучения, поляризованного в направлении осей оптической индикатрисы, были рассчитаны на основе зависимостей Селмейера (так, на длине волны 1.06 мкм $n_p = 1.9818$, $n_m = 2.0101$ и $n_g = 2.0609$) [11]. Симметрия кристаллической решетки $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ соответствует точечной группе $I2/c$ (моноклинная сингония). Одна из главных осей тензора коэффициентов термического расширения X_2' (соответствующая наименьшему значению α_{22}') совпадает с кристаллографической осью b и осью оптической индикатрисы N_p . В плоскости, ортогональной к оси b , расположены две другие оси X_1' и X_3' ; кристаллографические оси a и c ; оси оптической индикатрисы N_g и N_m [11]. Для направления, ориентированного произвольным образом относительно осей $\{X_i'\}$ и определяемого вектором нормали \mathbf{n} , коэффициент линейного термического расширения определяется выражением:

$$\alpha_n = \alpha_{11}'[\sin\varphi \cdot \cos\psi]^2 + \alpha_{22}'[\cos\varphi]^2 + \alpha_{33}'[\sin\varphi \cdot \sin\psi]^2. \quad (8)$$

Здесь φ – угол между направлением вектора \mathbf{n} и осью X_2' , а ψ – угол между проекцией вектора \mathbf{n} на плоскость $(X_1'-X_3')$ и осью X_1' (рис. 3).

Используя данные работы [8], с помощью выражения (9) можно определить коэффициенты линейного термического расширения в направлениях осей оптической индикатрисы, которые равны $\alpha_p = 2.4 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $\alpha_m = 11 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ и $\alpha_g = 17 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$.

Исходя из данных о величинах n и α_T были определены значения температурного коэффициента показателя преломления dn/dT для кристалла $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ (таблица 2). Значения dn/dT для света, поляризованного в направлении осей оптической индикатрисы, отрицательны и удовлетворяют соотношению $|dn_m/dT| < |dn_p/dT| < |dn_g/dT|$. Полученные данные хорошо согласуются со значениями dn/dT для кристалла $\text{Yb:KGd}(\text{WO}_4)_2$, измеренными при помощи интерферометрической методики на длине волны 632.8 нм [8].

На рис. 4 представлена зависимость температурного коэффициента показателя преломления кристалла $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ от длины волны для различных поляризаций излучения. Во всем исследованном спектральном диапазоне 0.4–1.06 мкм величины dn/dT отрицательны и убы-

вают при увеличении длины волны. Данная закономерность наблюдалась для кристаллов $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ (длины волн 435.8 нм и 632.8 нм) и изоструктурного ему $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ (четыре длины волны в спектральном диапазоне 435.8–632.8 нм) в измерениях dn/dT при помощи метода минимальных отклонений [4, 5].

Таблица 2

Значения термического коэффициента оптического пути $dn/dT + (n-1)\alpha_T$ [10^{-6} K^{-1}] и температурного коэффициента показателя преломления dn/dT [10^{-6} K^{-1}] в кристалле $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ для различных длин волн, поляризаций и направлений распространения излучения

	$dn/dT + (n-1)\alpha_T$			dn/dT		
	$E N_p$	$E N_m$	$E N_g$	$E N_p$	$E N_m$	$E N_g$
405 нм						
$\mathbf{k} N_p$	–	–3.7	–8.5	–	–6.4	–11.3
$\mathbf{k} N_m$	+1.4	–	+0.6	–10.5	–	–12.4
$\mathbf{k} N_g$	+7.2	+12.1	–	–11.2	–7.0	–
532 нм						
$\mathbf{k} N_p$	–	–5.8	–12.1	–	–8.4	–14.8
$\mathbf{k} N_m$	–2.3	–	–3.1	–13.6	–	–15.4
$\mathbf{k} N_g$	+3.3	+8.1	–	–14.2	–10.0	–
632,8 нм						
$\mathbf{k} N_p$	–	–8.5	–13.4	–	–11.0	–16.1
$\mathbf{k} N_m$	–3.5	–	–4.6	–14.6	–	–16.7
$\mathbf{k} N_g$	+1.8	+7.2	–	–15.3	–10.5	–
1064 нм						
$\mathbf{k} N_p$	–	–8.8	–14.2	–	–11.2	–16.7
$\mathbf{k} N_m$	–4.9	–	–5.9	–15.7	–	–17.6
$\mathbf{k} N_g$	+0.3	+4.2	–	–16.7	–12.9	–

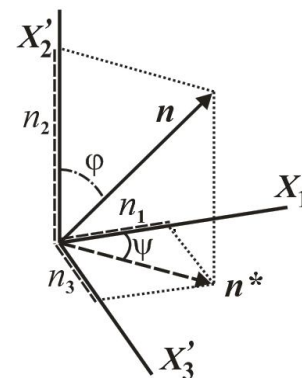


Рисунок 3 – Ориентация вектора нормали $\mathbf{n} = (n_1, n_2, n_3)$ в системе координат, связанной с главными осями тензора коэффициентов термического расширения X_i' ($i = 1..3$): \mathbf{n}^* – проекция вектора \mathbf{n} на плоскость $(X_1'-X_3')$, ψ – угол между вектором \mathbf{n}^* и осью X_1' , φ – угол между вектором \mathbf{n} и осью X_2'

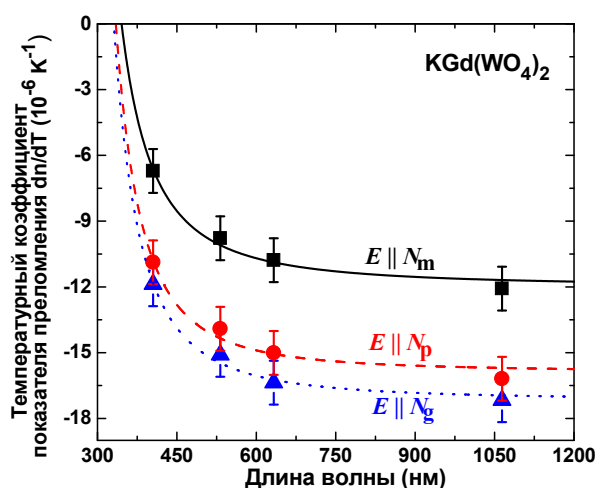


Рисунок 4 – Зависимость температурного коэффициента показателя преломления в кристалле $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ от длины волны для света, поляризованного в направлении осей оптической индикатрисы N_p , N_m и N_g ; точки – экспериментальные данные, линии – результат моделирования экспериментальных данных при помощи выражения (10)

Для направлений осей оптической индикатрисы N_m и N_g , которые лежат в плоскости (X_1-X_3) , вектор $\mathbf{n}^* = (\cos\psi, 0, \sin\psi)$, а α_{n^*} равен:

$$\alpha_{n^*} = \alpha_{11}' \cos^2\psi + \alpha_{33}' \sin^2\psi. \quad (9)$$

Зависимость температурного коэффициента показателя преломления от длины волны была промоделирована на основе теории, учитывающей два основных фактора, влияющих на изменение показателя преломления диэлектрического кристалла при изменении температуры: увеличение объема материала под действием эффекта термического расширения (и, следовательно, уменьшения его плотности и показателя преломления); а также уменьшение ширины электронной запрещенной зоны материала при увеличении температуры (которое приводит к увеличению показателя преломления) [12]. Выражение для температурного коэффициента показателя преломления имеет вид

$$\begin{aligned} dn/dT = & -\alpha_{vol} \frac{(n_\infty^2 - 1)}{2n} \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_g^2} - \\ & - \frac{1}{E_g} \frac{dE_g}{dT} \frac{(n_\infty^2 - 1)}{2n} \left(\frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_g^2} \right)^2. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь α_{vol} – коэффициент объемного термического расширения ($\alpha_{vol} = \alpha_{11}' + \alpha_{22}' + \alpha_{33}'$), E_g – ширина электронной запрещенной зоны, $\lambda_g[\text{мкм}] = 1.2398/E_g[\text{эВ}]$ – соответствующая ей длина волны межзонных переходов, dE_g/dT – изменение ширины электронной запрещенной зоны с температурой, n_∞ – показатель преломления материала в пределе $\lambda \rightarrow \infty$). Экспериментальные данные о значениях температурного коэффициента показателя преломления моделировались при помощи выражения (10), в качестве варьируемых параметров выступали E_g и dE_g/dT (кривые на рисунок 4). Наилучшее согласие между экспериментальными и расчетными данными наблюдается для величин E_g , лежащих в диапазоне 4.6–5.6 эВ и dE_g/dT , лежащих в диапазоне $0.7\text{--}1.2 \times 10^{-4}$ эВК⁻¹ (в зависимости от поляризации света).

Заключение

Создана экспериментальная установка для определения температурного коэффициента показателя преломления dn/dT методом отклонения лазерного пучка в среде с линейным градиентом температуры. Описана процедура измерений величин dn/dT для анизотропных (оптически одноосных и двухосных) и изотропных сред. Проанализировано влияние эффекта термического расширения образца в различных направлениях на измеряемые величины. Ошибка измерения величины термического коэффициента оптического пути $dn/dT + (n-1)\alpha_T$ составила $\sim 3 \times 10^{-7}$ К⁻¹, а ошибка определения величин dn/dT с учетом погрешности определения показателя преломления и коэффициента линейного термического расширения составляет $\sim 1 \times 10^{-6}$ К⁻¹.

Измерены величины dn/dT для оптически двухосного кристалла калий-гадолиниевого вольфрамата $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ в спектральном диапазоне 0.4–1.06 мкм для излучения, поляризованного в направлении осей оптической индикатрисы N_p , N_m и N_g . Во всем исследованном спектральном диапазоне значения температурного коэффициента показателя преломления отрицательны и убывают при увеличении длины волны. На длине волны излучения 1.06 мкм (близкой к длинам волн лазерной генерации кристалла $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ при активации ионами неодима Nd^{3+} и иттербия Yb^{3+}) они составляют $dn_p/dT = -16.2 \times 10^{-6}$ К⁻¹, $dn_m/dT = -12.1 \times 10^{-6}$ К⁻¹ и $dn_g/dT = -17.2 \times 10^{-6}$ К⁻¹.

Список цитируемых источников

1. *Chenais, S.* On thermal effects in solid-state lasers: The case of ytterbium-doped materials / S. Chenais, F. Druon, S. Forget, F. Balembois, P. Georges // *Progress in Quant. Electr.* – 2006. – № 30. – P. 89–153.
2. *Hodgson, N.* Optical resonators: fundamentals, advanced concepts and applications / N. Hodgson, H. Weber // Springer. – 1997. – Chap. 12.
3. *Koechner, W.* Solid-State Laser Engineering, 6th ed. / W. Koechner // Springer. – 2006. – Chap. 7.
4. *Filippov, V. V.* Thermo-optical parameters and dispersion of pure and Yb³⁺-doped KY(WO₄)₂ laser crystals / V. V. Filippov, I.T. Bodnar // *Appl. Opt.* – 2007. – № 46. – P. 6843–6846.
5. *Filippov, V. V.* Negative thermo-optical coefficients and athermal directions in monoclinic KGd(WO₄)₂ and KY(WO₄)₂ laser host crystals in the visible region / V. V. Filippov, N. V. Kuleshov, I. T. Bodnar // *Appl. Phys. B.* – 2007. – № 87. – P. 611–614.
6. *Vatnik, S.* Thermo-optic coefficients of monoclinic KLu(WO₄)₂ / S. Vatnik & others // *Appl. Phys. B.* – 2009. – № 95. – P. 653–656.
7. *Mochalov, I. V.* Laser and nonlinear properties of the potassium gadolinium tungstate laser crystal KGd(WO₄)₂:Nd³⁺-(KGW:Nd) / I. V. Mochalov // *Opt. Eng.* – 1997. – № 36. – P. 1660–1669.
8. *Biswal, S.* Thermo-optical parameters measured in ytterbium-doped potassium gadolinium tungstate / S. Biswal, S.P. O'Connor, S.R. Bowman // *Appl. Opt.* – № 44. – P. 3093–3097.
9. *Timoshenko, S. P.* Goodier, J. N. *Theory of Elasticity*, 3rd ed. (McGraw-Hill, New York, 1987), Chap. 13.
10. *Pujol, M. C.* Linear thermal expansion tensor in KRe(WO₄)₂ (Re=Gd, Y, Er, Yb) monoclinic crystals / M. C. Pujol & others // *Materials Science Forum.* – 2001. – P. 378–381, 710–717.
11. *Pujol, M. C.* Crystalline structure and optical spectroscopy of Er³⁺-doped KGd(WO₄)₂ single crystals / M. C. Pujol & others // *Appl. Phys. B.* – 1999. – № 68. – P. 187–197.
12. *Ghosh, G.* Handbook of thermo-optic coefficients of optical materials with applications (Academic Press, London, 1998), Chap. 3.

Loiko P. A., Yumashev K. V., Kuleshov N. V., Pavlyuk A. A.

Thermooptic coefficients measurements by a laser beam deviation method for the medium with linear thermal gradient

The experimental setup for thermooptic coefficients dn/dT measurements by a laser beam deviation method for the medium with linear thermal gradient was developed. By means of this approach, the dispersion of the dn/dT values in the optically biaxial potassium gadolinium tungstate crystal KGd(WO₄)₂ was investigated in the 0,4–1,06 μm spectral range for light polarized along the principal directions in the crystal.

Поступила в редакцию 10.11.2010.